

# 二維電子系在偏斜磁場中之傳導現象

賴聰賢

國立中山大學光電工程研究所

當侷限於寬的砷化鎵量子井之雙層二維電子系同時受垂直及平行磁場作用下，我們發現 $\nu = 2/3$ 分數量子霍爾態隨著平行磁場增強而產生相變，其原因在於平行磁場減弱了該二電子層之耦合強度。

由於半導體磊晶技術的精進，利用分子束磊晶術及調制摻雜法<sup>[1]</sup>成長的砷化鎵 / 砷化鋁鎵異質界面與砷化鋁鎵 / 砷化鎵 / 砷化鋁鎵量子井結構，提供了高品質的二維電子系樣品，其電子遷移率高達 $10^6 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$ ，在異質界面或窄量子井（井寬 $\leq 200 \text{ \AA}$ ）的二維電子系，其電荷分佈近似於高斯曲線，稱為單層電子系(single-layer)，在此系統中磁動傳導研究(magneto-transport)開展了多采多姿的風貌，在外加垂直於二維電子平面之強磁場下，最顯著的現象即為整數<sup>[2]</sup>及分數量子霍爾效應<sup>[3]</sup>，在近二十年被廣泛地研究，並前後榮獲諾貝爾物理獎肯定，對不分晝夜守著超低溫強磁場系統從事磁動傳導研究的半導體物理學者們，無疑是最大的鼓舞與激勵。

對於整數量子霍爾效應可由單粒子的蘭道模型來理解，由於蘭道階的形成，而有霍爾電阻  $R_{xy}$  隨磁場增加呈階梯狀增加，以及橫向電阻( $R_{xx}$ )振盪的現象，詳細理論模型讀者可參考一般固態物理書籍。當外加垂直磁場增加到超過蘭道階填充子(filling factor)  $\nu < 1$ ，所有電子只足夠部分填充最低之蘭道階，因此不預期有量子霍爾效應之現象，然而崔琦院士等人，卻發現了相似於整數量子霍爾效

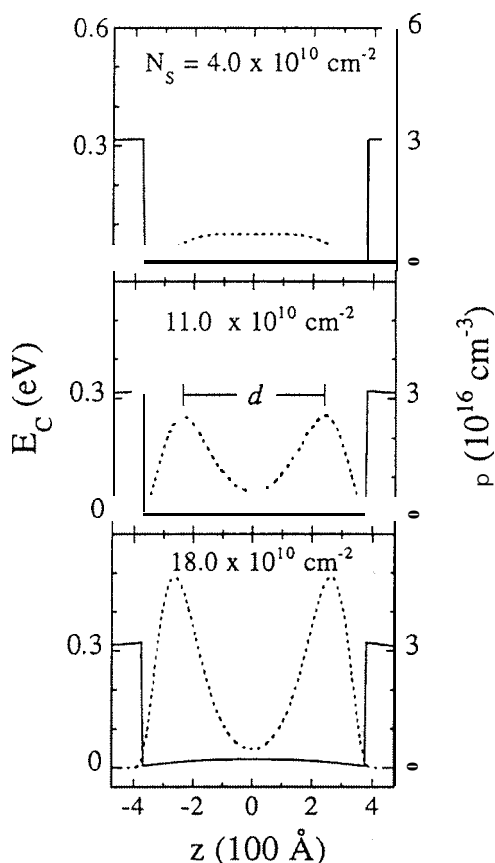
應之傳導現象，唯量子化霍爾電阻值均出現在分母為奇數之分數蘭道階填充子 $\nu$ ，如  $1/3$ ， $2/3$ ， $3/5$ ， $4/7$ 等，這就是分數量子霍爾效應，由於此一現象無法由單粒子的蘭道模型來解釋，勞夫林氏(R.B. Laughlin)給定了一個具費米子特徵之多粒子波函數<sup>[4]</sup>，成功地解釋分數量子霍爾效應。近年來，“複合費米子”(composite Fermion)模型的提出<sup>[5]</sup>，更加的開拓了分數量子霍爾效應研究的深度及廣度。

上述所介紹分數量子霍爾效應的研究是針對單層二維電子系之研究，分數量子霍爾效應是由於電子間的庫侖作用，產生的新奇量子傳導現象。吾人可對此二維電子系再加入一股新的電子交互作用，來研究新穎多粒子效應，此新加入的電子交互作用可以下列形式出現：

- (1) 實空間多層電子系:以磊晶成長兩個或三個耦合的砷化鎵量子井或寬量子井(井寬 $>500 \text{ \AA}$ )而形成雙層(double-layer)<sup>[6]</sup>或三層(triple-layer)<sup>[7]</sup>二維電子系，是故增加了電子層間的庫侖交互作用。
- (2) 動量空間多電子系:由於砷化鋁為非直接能隙之半導體材料，其導電帶最低值處於  $X$  點(Brillouin zone edge)，因此可將單層電子系侷

限於砷化鋁之量子井中，使得該電子系在動量空間有 3 個簡併值<sup>[8]</sup>。

底下我們介紹一個以寬量子井侷限之雙層電子系在偏斜磁場下(電子系同時受到垂直及平行磁場作用)之分數量子霍爾相變現象。



圖一 寬 750Å 的砷化鎵量子井中的雙層二維電子系之平衡電荷分佈(點線)與導電帶圖。

在一個井寬 750Å 的砷化鎵量子井，量子井中之電荷分佈隨著電子密度之多寡而有變化，如圖一所示。在低電子密度時，只有量子井之最低次能帶(對稱帶)被佔據，因此電荷分佈呈單層(但有一定厚度)，當提高電子密度，由於庫侖斥力使得電子向量子井牆邊推擠，電荷分佈因而呈雙層分佈，電子

密度再增加，電荷分佈愈向二邊分開而獨立，因此，我們可以最低次能帶與次低次能帶(反對稱帶)之能隙， $\Delta_{SAS}$ ，來描述雙層電子的耦合強度，電子密度愈高，耦合愈弱， $\Delta_{SAS}$  愈小，此一獨特的電氣特性，在雙層強關聯電子系中扮演了決定性的角色，由此發現獨一出現在雙層電子系的 $\nu=1/2$  分數量子霍爾效應， $\nu=1$  霍爾態的熱相變以及霍爾態-絕緣態相變<sup>[9]</sup>。

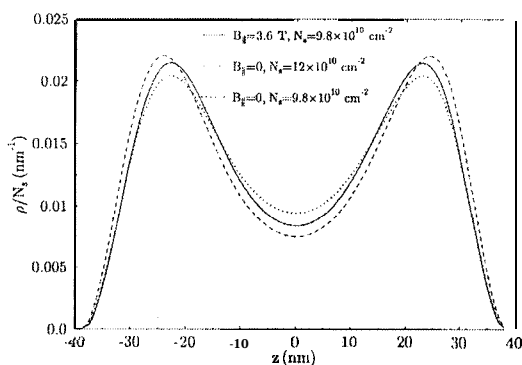
對於某些分子為偶數的分數量子霍爾效應，如 $\nu=2/3$  霍爾態，由於寬量子井中  $\Delta_{SAS}$  的可調性，其形成的根源即成為一個極為有趣的子題：

- (i) 當 $\Delta_{SAS}$  很大時 (大於單一電子層內的交互作用  $\sim 0.1e^2/4\pi\epsilon\ell$ ， $\ell = \sqrt{\hbar/eB}$  為磁性長度， $B$  為外加磁場)，此時雙層電子系之相互耦合極強，二電子層間之區分幾近於零，因此可視之為較厚之單層電子系，而 $\nu=2/3$  霍爾態之根源即為勞夫林 $\nu=1/3$  分數量子霍爾態之電洞共軛態 ( $2/3=1-1/3$ )，稱為單支(one-component)  $\nu=2/3$  分數量子霍爾態。
- (ii) 當 $\Delta_{SAS}$  很小時，雙層電子系間的關聯性趨近於零，此時 $\nu=2/3$  霍爾態之根源為二個各為 $\nu=1/3$  填充態的單層電子系之和( $2/3=1/3+1/3$ )，稱為雙支(two-component)  $\nu=2/3$  分數量子霍爾態。

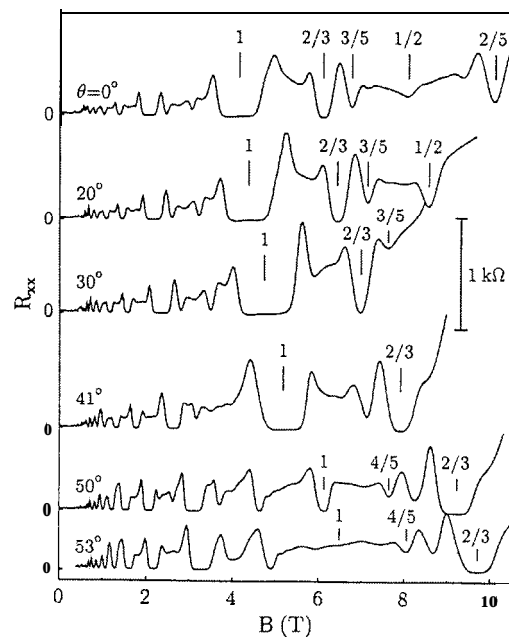
理論上這二個不同根源的 $\nu=2/3$  分數量子霍爾效應，各具不同的位相次序(topological order)，在理想的樣品上，它們的邊界應為一個能隙為零的費米液態。在實驗上，若由增減電子密度來改變 $\Delta_{SAS}$ ，以研究相界附近的物理現象是有實際的困難，因為既要電子密度的改變量很密，又必須維持雙層電子系有一樣多的電子數(平衡的雙層電荷分

佈)以消除不必要的能量分支(電容效應)，對以樣品表面蕭特基閾極調制電子密度的砷化鎵樣品，很容易導致閾極崩潰。

幸運地，我們對於電子系外加平行磁場的研究(磁場平行於二維電子平面)，不但發現了新的電阻震盪現象<sup>[10]</sup>，我們更了解到增加平行磁場強度，也像增加電子密度一樣，它能減低雙層電子系間的耦合強度而減小  $\Delta_{SAS}$ ，其因在於平行磁場移動了該二層電子在二維平面的運動中心的相對位置，減低該二層電子波函數的重疊量，如圖二所示。因此我們可以選定固定的電子密度，從而旋轉樣品，以改變其與外加磁場的夾角，那麼就能精細地研究單支與雙支  $\nu=2/3$  分數量子霍爾態之相界特性<sup>[11]</sup>。圖三是電子密度為  $9.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  侷限於井寬 750Å 的量子井的雙層電子系在溫度  $T \approx 40\text{mK}$  下受外加偏斜磁場作用的傳導數據，我們來看  $\nu < 1$  部分，在  $\theta = 0^\circ$ ，也就只有外加垂直磁場的情形，顯著的分數量子霍爾效應也看到跡象，當加上平行磁場分量( $B_{\parallel} = B \sin \theta$ )，在  $\theta$  角慢慢增加時， $\nu=2/3$ ， $3/5$  減弱而  $\nu=1/2$  增強，並有絕緣態出現在  $\nu < 1/2$  部份，這一現象與



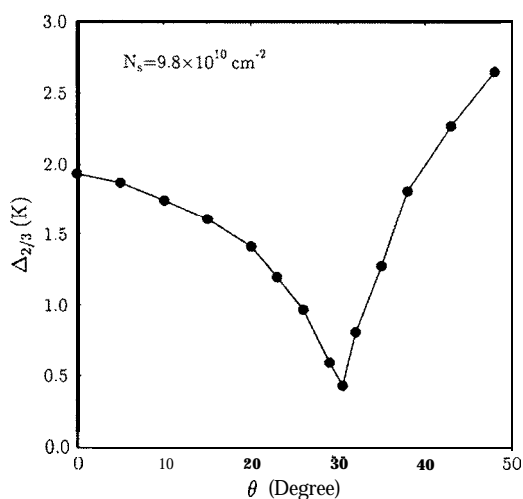
圖二 在無磁場下，電子密度= $9.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  的電荷分佈(點線)與電子密度= $12 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  無磁場下之分佈(虛線)及電子密度= $9.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  外加平行磁場=3.6T 之分佈的比較圖



圖三 在  $T=40\text{mK}$  下，電子密度= $9.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  之雙層電子系在不同偏斜角  $\theta$  下之橫向電阻  $R_{xx}$  對磁場圖( $\theta$  是外加場與二維電子面垂直軸之夾角)

增加電子密度時所觀察到的數據是一致的。在  $\theta \approx 30^\circ$  時  $\nu=3/5$  已近消失，而  $\nu=2/3$  更減弱。但當  $\theta$  再增加， $\nu=2/3$  卻反而增強並且  $\nu=1$  消失在  $\theta > 50^\circ$ 。

在不同角度下，我們變化溫度來測量在  $\nu=2/3$  態的電阻值，再由阿瑞尼亞斯作圖來取得  $\nu=2/3$  分數量子霍爾態的活化能，得到的活化能對  $\theta$  角數據，示於圖四。我們明顯看到在  $\theta = 30^\circ$  附近有明顯的相變，在邊界的二側， $\nu=2/3$  霍爾態活化能有完全不同的表現，單支  $\nu=2/3$  霍爾態隨平行磁場之增加而漸次減弱。一旦形成雙支  $\nu=2/3$  霍爾態後 ( $\theta > 30^\circ$ )， $\nu=2/3$  霍爾態卻是隨平行磁場之增加而增強，其活化能並且大於單支  $\nu=2/3$  霍爾態。而整個相變的驅動力就是平行磁場減小  $\Delta_{SAS}$  所產生的，



圖四  $\nu=2/3$  分數量子霍爾態之活化能對偏斜角 $\theta$ 之作圖

我們亦可由 $\nu=3/5$  霍爾態的消失得到佐證，因為無關聯的雙層電子系中  $\nu=3/5$  霍爾態為二個填充子  $\nu=3/10$  之和 ( $3/5=3/10+3/10$ )，但分母為偶數的分數量子霍爾態是無法存在於單一電子層(必須為費米子波函數)。

#### 參考文獻

1. R. Dingle, H.L. Stormer, A.C. Gassard, and W. Wiegmann, Appl., Phys. Lett. **33**, 665 (1978).
2. K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
3. D.C. Tsui, H.L. Stormer, and A.C. Gassard, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
4. R.B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. **50**, 1559 (1983).
5. J.K. Jain, Phys. Rev. Lett. **63**, 99 (1989).
6. Y.W. Suen, L.W. Engel, M.B. Santos, M. Shayegan, and D.C. Tsui, Phys. Rev. Lett. **68**, 1379 (1992).
7. T.S. Lay, X. Ying and M. Shayegan, Phys. Rev. B **52** (Rapid Comm.), R55 11 (1995).
8. T.S. Lay, J.J. Heremans, Y.W. Suen, M.B. Santos, K. Hirakawa, M. Shayegan and A. Zrenner, Appl. Phys. Lett. **62**, 3 120 (1993).
9. M. Shayegan, H.C. Manoharan, Y.W. Suen, T.S. Lay, and M.B. Santos, Semicond. Sci. Technol. **11**, 1539 (1996).
10. T. Jungwirth, T.S. Lay, L. Smrcka, and M. Shayegan, Phys. Rev. B **56**, 1029 (1997).
11. T.S. Lay, T. Jungwirth, L. Smrcka, and M. Shayegan, Phys. Rev. B **56** (Rapid Comm.), R7092 (1997).

### 歡迎刊登廣告

「物理雙月刊」是一份報導物理界動態發展之刊物，其內容深入淺出，涵蓋物理新知、物理專文、人物專訪、物理消息、研討會消息等專欄，為台灣物理界人士所熟知。若有需要，歡迎學校各系所或廠商利用本刊物刊登廣告，有意者請向物理學會李衷潔小姐聯絡。

TEL: 02-23634923